Nicht f. d. Austausch

Aus dem Institut für Strahlenforschung der Universität zu Berlin
(Direktor: Prof. Dr. W. Friedrich).

Über die Abhängigkeit des Ionisationsstromes vom Volumen bei kleinen Kammern

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der

Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der Friedrich-Wilhelm-Universität zu Berlin

von

Ulrich Henschke
aus Berlin

Tag der Promotion: 15. November 1937
Tag der mündlichen Prüfung: 9. Juni 1937

Berlin 1937
Druck von L. Schumacher, Berlin N 4

N 74

Referenten: Prof. Dr. W. Friedrich
Prof. Dr. A. Wehnelt

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus „Strahlentherapie“
(Verlag von Urban & Schwarzenberg, Berlin)

Meinen Eltern

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41535702_0146

Inhaltsangabe.

I. Einleitung.
II. Versuche.
a) Allgemeine Versuchsanordnung.
b) Fehlerquellen.
c) Kugelkammerversuch.
d) Druckversuch.
e) Zylinderkammerversuch.
f) Plattenkondensatorversuch.
III. Diskussion der Ergebnisse.
IV. Zusammenfassung.
Schrifttum.

I. Einleitung.

Der Definition der Dosiseinheit für Röntgen- und Radiumstrahlen, dem „Röntgen" („r"), ist die reine Luftionisation zugrunde gelegt, da sie ein sehr brauchbares Maß für die Stärke der biologischen Reaktion gibt. Für die Physik ist die Messung der reinen Luftionisation von Bedeutung, da sich aus ihr mit Hilfe der Ionisationsarbeit der Luft die absorbierte Energie bestimmen läßt (15).

Die Messung der reinen Luftionisation wird in der „Faßkammer" vorgenommen, bei der das Meßvolumen rings von Luft umgeben und durch elektrische Felder begrenzt ist. In der Praxis werden jedoch statt der unhandlichen Faßkammern „Kleinkammern" verwendet, bei denen das ionisierbare Luftvolumen von festen Wänden umschlossen ist.

Obwohl eine Kleinkammer den Bedingungen der „r"-Definition nicht genügt, da weder die sekundären Elektronen voll ausgenutzt noch die Wandwirkungen ausgeschaltet werden, kann sie doch bei geeignetem Wandmaterial und geeignetem Bau, bezogen auf gleiches Volumen, bei allen Wellenlängen den gleichen Ionisationsstrom wie die Faßkammer geben (13).

Eine solche im Vergleich zur Faßkammer wellenlängenunabhängige Kleinkammer wird auch als „luftäquivalent“ bezeichnet. Sie sollte besser nur „wellenlängenunabhängig“ genannt werden, denn unter einem luftäquivalenten Material muß ein Material verstanden werden, „das die gleiche Anzahl Compton- und Photoelektronen wie die Luft bildet und das sämtliche gebildeten Elektronen ebenso absorbiert wie die Luft“ [Albrecht (1)][1]). Das Wandmaterial einer wellenlängenunabhängigen Kammer darf aber für Röntgenstrahlen nicht vollkommen luftäquivalent sein, denn für die Wellenlängenunabhängigkeit der Kleinkammer ist neben der Elektronenemission und -absorption des Wandmaterials die Absorption der primären Röntgenstrahlung durch die Kammerwand von Einfluß. Da die Röntgenstrahlenabsorption bei harten Strahlen geringer ist als bei weichen, so kann eine Kammer nur dann wellenlängenunabhängig sein, wenn die Elektronenemission des Wandmaterials, verglichen mit der der Luft, bei weichen Strahlen größer ist als bei harten. Miehlnickel (21) konnte dieses Zusammenwirken durch getrennte Messungen von Röntgenstrahlenabsorption und Elektronenemission experimentell zeigen.

Die Kleinkammer ist wegen ihrer Bedeutung für die Dosimetrie der Röntgenstrahlen oft untersucht, und die mit ihr zusammenhängenden Probleme sind weitgehend geklärt worden. Unklarheit herrscht jedoch noch über die Volumenabhängigkeit des Ionisationsstromes, für die vollkommen widersprechende Messungen und Theorien vorliegen.

Owen und Jones (24), Albrecht (1), Keller (18) und Friedrich und Schulze (12) erhielten bei Verkleinerung des Volumens oder des Druckes ein stets gleichbleibendes Verhältnis des Wertes Ionisationsstrom/Volumen, d. h. Volumenproportionalität. Die Untersuchungen erstreckten sich im Röntgengebiet auf Kammern bis 0,5 cm³, im Radiumgebiet auf Kammern bis 0,1 cm³ Volumen.

Während diese Autoren Volumenproportionalität nur bei wellenlängenunabhängigen Kammern fanden, soll nach Fricke und Glasser (8) bei genügend kleinem Luftvolumen bei jedem Wandmaterial Volumenproportionalität vorhanden sein, da dann die Zahl der in der Kammer ausgelösten Elektronen gegenüber den von der Wand emittierten Elektronen so klein ist, daß praktisch nur die Wandelektronen Ionen erzeugen.

Von Fricke und Glasser an Graphit- und Aluminiumkammern vorgenommene Messungen ergaben bereits bei Kammern von 4—0,5 cm³ Volumen bei Strahlenqualitäten von 100—200 kV strenge Volumenproportionalität.

Nach der Anschauung von Fricke und Glasser sollte bei noch kleinerem Volumen die Volumenproportionalität immer besser erfüllt sein. Im Gegensatz dazu fanden andere Autoren bei sehr kleinen wellenlängenunabhängigen Kammern zum Teil starke Erhöhungen des Verhältnisses Ionisationsstrom/Volumen. Während die von Miehlnickel und Rajewsky (22) beobachtete Abweichung noch innerhalb der Fehlergrenze lag, fand Dorneich zusammen

---

[1]) Die Prüfung der Luftäquivalenz eines Wandmaterials und der Wellenlängenunabhängigkeit einer Kleinkammer ist vorläufig nur experimentell möglich (13, 21). Die Berechnung oder Messung der durch den Massenschwächungskoeffizienten charakterisierten „effektiven“ Ordnungszahl (8, 21) läßt noch keine ausreichenden Schlüsse auf die Elektronenemission und -absorption eines Materials zu.

mit Miehlnickel und Schäfer (7) bei Untersuchung einer Reihe von Kugelkammern eine Abweichung von der Volumenproportionalität von mehr als 200%. Dieses Ergebnis erhielt auch Miehlnickel (21) bei Versuchen mit einem Plattenkondensator. Weiter zeigte sich bei diesem Versuch, daß die Größe der Abweichung stark von der Wellenlänge abhing. Sie war bei 25 kV nur angedeutet und stieg mit zunehmender Spannung bis über 200% bei 145 kV an. Die Versuche wurden von Miehlnickel und Osterwisch (21) auch auf das Radiumgebiet ausgedehnt. Mit den auch von Dorneich benutzten Kammern ergab sich — allerdings deutlich erst nach Umrechnung auf Sättigungsdicke der Kammerwand — auch hier eine Abweichung von 185%. Miehlnickel deutete die gefundenen Abweichungen von der Volumenproportionalität dahin, daß die Sekundärelektronen, deren Energie nicht voll zur Erzeugung von Ionen verbraucht ist, bei ihrem Auftreffen auf die Wand Tertiärelektronen auslösen, die eine Zusatzionisation hervorrufen. Diese macht sich bei großen Volumen und Dimensionen der Kammer praktisch nicht bemerkbar, ruft dagegen bei kleinen Volumen die gefundene Abweichung hervor. Die Abhängigkeit von der Wellenlänge soll durch die verschiedene Reichweite der Elektronen bei den verschiedenen Strahlenhärten, ihre Richtungsverteilung und durch die geometrischen Verhältnisse in der Kammer bedingt sein.

Im Zusammenhang mit der Frage der Volumenabhängigkeit können auch Untersuchungen von Meyer (20) gebracht werden, die ergaben, daß bei kleineren Kammern ein leichteres Wandmaterial als bei großen notwendig ist, um Wellenlängenunabhängigkeit zu erreichen.

Neuerdings fand Gray (15) mit Gammastrahlen an Graphitkammern innerhalb der Fehlergrenzen strenge Volumenproportionalität. Gray unterzieht die Versuche und theoretischen Vorstellungen von Miehlnickel einer scharfen Kritik: „Die Abweichungen von der Volumenproportionalität seien auf ungewollte Ionisation in den Zuleitungen, für deren Nichtvorhandensein kein Beweis erbracht sei, und auf ungenügende Kammerwanddicke zurückzuführen. Für die Umrechnung auf Sättigungsdicke seien keine ausreichenden experimentellen und theoretischen Gründe vorhanden; die theoretischen Betrachtungen seien unvollständig, der Einfluß der Tertiärelektronen sei bereits in den alten Theorien von Bragg und Beatty berücksichtigt, die strenge Volumenproportionalität ergaben."

Eine Entscheidung über die Richtigkeit dieser Theorien und Messungen ist von Wichtigkeit für die Frage der Luftäquivalenz und für die praktische Verwendung der kleinen Ionisations- und Kondensatorkammern. Die Frage ist weiter wesentlich für das Problem der Möglichkeit der Energiemessung besonders auch an sehr harter Strahlung mit Hilfe der Luftionisation. Ist die Anschauung von Fricke und Glasser richtig, so kann für eine wellenlängenunabhängige Kleinkammer unterhalb eines bestimmten Volumens jedes Material verwendet werden. Bei Gültigkeit der Theorie von Miehlnickel dagegen wäre durch die stets vorhandene Zusatzionisation vollkommene Luftäquivalenz nicht zu erreichen. Sehr kleine Kammern und Kondensatorkammern wären danach so stark wellenlängenabhängig, daß sie zur praktischen Dosimetrie nicht verwendet

werden können. Auch eine Messung in „r"-Einheiten mit solchen Kammern, die besonders für die Messung in „r"-Einheiten im Radiumgebiet wichtig ist, wäre in Frage gestellt.

Es war Aufgabe der Arbeit, einen Beitrag zur Klärung der strittigen Frage zu liefern und die Gründe der starken Abweichungen der bis jetzt vorliegenden Messungen zu untersuchen.

II. Versuche.

a) Allgemeine Versuchsanordnung.

Zur Erzeugung der Röntgenstrahlen wurde eine Stabilivoltanlage (Greinacherschaltung) verwendet. Die Röntgenröhre mit Wolframantikathode und Strahlungskühlung war in einer Holfelderkanone strahlensicher eingeschlossen. Das Strahlenbündel trat durch eine Blende von 10 mm Durchmesser aus. Die Primärspannung wurde mit einem Voltmeter ständig kontrolliert. Sie erwies sich besonders in den Nachtstunden als recht konstant. Die Netzschwankungen innerhalb einer Meßreihe betrugen nie mehr als $\pm 1\%$. Die Konstanz der Röntgenstrahlenemission wurde durch die Beobachtung des Milliamperemeters und durch eine wellenlängenunabhängige Ionisationskammer, die im Strahlengang vor oder hinter der zu untersuchenden Kammer angebracht war, geprüft. Die durch den Ionisationsstrom an einem Hochohmwiderstand erzeugte Spannungsdifferenz wurde mit einem Einfadenelektrometer dauernd abgelesen. Die Bestimmung der an der Röhre liegenden Spannung wurde mit einer in kV geeichten Kugelfunkenstrecke vorgenommen.

Die mit der Röntgenanlage erzeugten und zu den Untersuchungen benutzten Spannungen sind mit den dabei verwendeten Filtern in Tabelle I wiedergegeben.

Tabelle I.

Benutzte Strahlungen.

kV	Filter in mm Cu	kV	Filter in mm Cu
40	—	100	$0{,}20_5$
50	$0{,}05_5$	125	$0{,}30_0$
62	$0{,}07_5$	145	$0{,}82_0$
75	$0{,}11_0$	165	1,00
82	$0{,}15_0$	170	1,00

Da die Ströme zum Teil nur 10^{-15} Ampere betrugen, mußten empfindliche Meßanordnungen verwendet werden. Das Schaltschema der benutzten Elektrometerapparatur zeigt Bild 1.

Das Elektrometer war ein Wulfsches Einfadenelektrometer, dessen Empfindlichkeit durch Fadenspannung, Schneidenstellung und Höhe der Schneidenspannung zwischen 0,1 und 0,001 V/Skt. verändert wurde. Mit einem Potentiometer und einem Kommutator konnte der Faden über eine Ladevorrichtung, die zur Vermeidung von Kontaktpotentialen mit Platinkontakten versehen war, positiv oder negativ aufgeladen und mit Hilfe eines Voltmeters geeicht werden. Die Kammeraußenwand wurde durch Anodenbatterien über einen Kommutator positiv oder negativ aufgeladen, die Kammerspannung an einem zweiten Voltmeter abgelesen. Die Kapazitätsbestimmung wurde durch Zuschalten eines geeichten Kondensators vorgenommen.

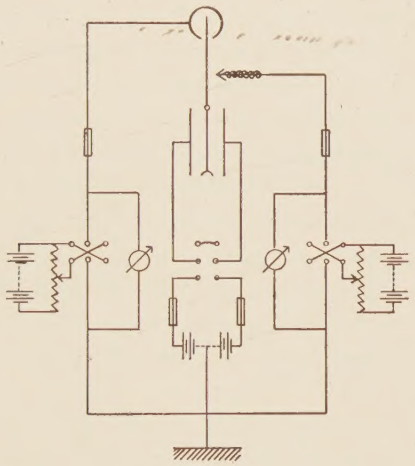

Bild 1. Schaltschema der Elektrometerapparatur.

Zu Kontrollmessungen wurde außerdem eine Verstärkerapparatur herangezogen, die von Friedrich, Goldhaber und Griffith (10) und Schulze (12) entwickelt worden war. Die Schaltung, die in Bild 2 dargestellt ist, entspricht einer Wheatstoneschen Brücke, in der zwei Widerstände durch Verstärkerröhren mit hochisoliertem Gitter ersetzt sind. Der Meßstrom fließt über einen Hochohmwiderstand zur Erde ab und steuert mit dem am Widerstand erzeugten Potential eine der beiden Röhren. Zur Eichung und zur Kompensation kann an einem zwischen beiden Röhren eingebauten Widerstand ein positives oder negatives Gegenpotential erzeugt werden. Wie bei der Elektrometerapparatur konnte die Außenwand der Kammer positiv oder negativ aufgeladen werden. Als Instrument in der Brücke diente ein Multiflex-Galvanometer nach Lange mit einer Empfindlichkeit von $5{,}9 \cdot 10^{-9}$ A/Skt. Die Kammern,

die Zuleitungen und Elektrometer bzw. Verstärker waren durch geerdete Metallumhüllungen oder Kästen elektrostatisch geschützt. Über die ganze Apparatur konnte außerdem ein großer Drahtkäfig gestellt werden. Als Schutz gegen ungewollte Strahlung waren im Strahlengang mehrere Blenden angebracht, Elektrometer und Zuleitungen waren durch Bleiabdeckung geschützt. Nach Durchstrahlung der Kammer wurde das

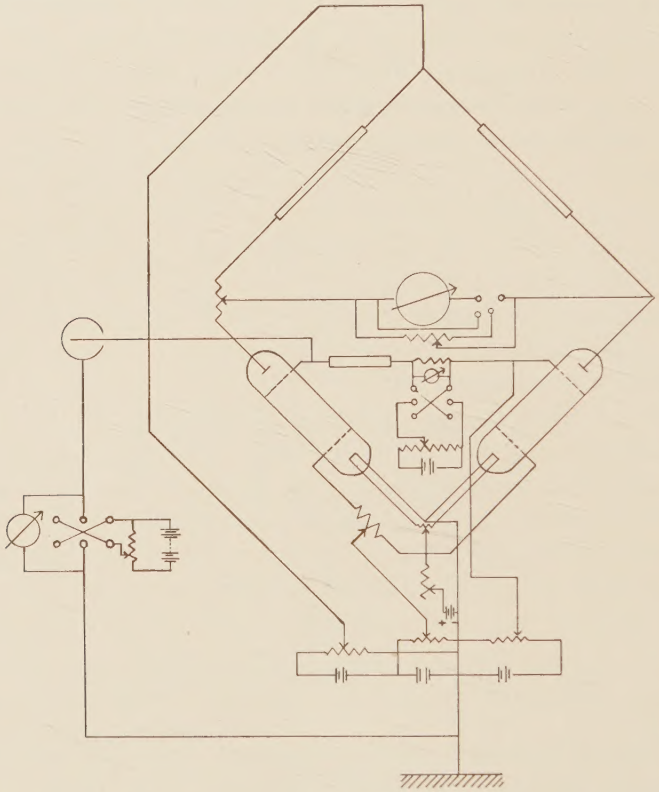

Bild 2. Schaltschema der Verstärkerapparatur.

Röntgenstrahlenbündel in ein 2 m langes, hinten mit Blei verschlossenes Bleirohr geleitet, so daß keine Streustrahlung in der Luft oder an im Zimmer befindlichen Gegenständen entstehen konnte.

Als Kammermaterial wurde die von Glocker und Kaupp (14) für wellenlängenunabhängige Kammern angegebene und von mehreren Seiten (3, 21, 22, 26) als geeignet bestätigte Mischung von 97 Gew% Graphit und 3 Gew% Silizium verwendet. Als Bindemittel wurden zu 65 Gew% dieser Mischung 35 Gew% Zelluloid oder Zeresin zugefügt. Der Graphit (Reinheit 99,9%) wurde von den Siemens-Plania-Werken, das Silizium

(Reinheit 90%) von Schering-Kahlbaum bezogen. Diese Mischung wird im Folgenden in Anlehnung an das Schrifttum kurz als „Luftmasse" bezeichnet werden, obwohl sie auf Grund der auf S. 6 angestellten Betrachtungen nicht vollkommen luftäquivalent ist.

b) Fehlerquellen.

Besonderer Wert mußte bei den Versuchen auf die Ausschaltung aller Störeffekte gelegt werden. Da die Ionisationsströme bei den kleinsten Kammern sehr gering werden, überlagern sich sonst die bei größeren Kammern nicht bemerkbaren Störeffekte den Ionisationsströmen bei kleinen Kammern so stark, daß falsche Ergebnisse erzielt werden. Solche Störeffekte entstehen durch schlechte Isolation, durch Isolationsströme bei Röntgenbestrahlung (14), durch Ionisation in den Zuleitungen und im Elektrometer und durch dielektrische Polarisation der Isolationsmaterialien (9, 11). Da nach den nachzuprüfenden Anschauungen nicht das Volumen, sondern das Verhältnis Wandoberfläche/Volumen bzw. der Abstand der Kammerwände maßgebend sind, so wurden als weiterer Weg zur Ausschaltung des Einflusses der Störeffekte auch Versuche angestellt, bei denen trotz großer Kammerwandoberfläche und kleinen Kammerwandabstands das Volumen so groß gewählt werden konnte, daß die Ionisationsströme groß genug waren, um durch geringe Störeffekte nicht merkbar beeinflußt zu werden (Zylinderkammer- und Plattenkondensatorversuch).

Die Isolation wurde bei jeder Kammer vor jeder Messung geprüft und die Kammer nur verwendet, wenn der Dunkelstrom, der außer durch Isolationsströme auch durch Höhen- und Radiumstrahlen hervorgerufen wird, nicht mehr als 1% des Ionisationsstromes der kleinsten Kammer betrug.

Zur Isolation wurde Quarz, wenn der Isolator den Röntgenstrahlen ausgesetzt war, sonst auch Bernstein oder Picein, die durch Bleiabdeckung sorgfältig vor Röntgenbestrahlung geschützt wurden, verwendet. Zur Vermeidung von Kriechströmen wurden Schutzringe angebracht. Wurde Bernstein an Stellen, wo er von Röntgenstrahlen getroffen wurde, zur Isolation benutzt, so zeigten sich stets starke Störeffekte, wie bereits von Braun und Küstner (5) und Jäger (7) beobachtet wurde. Zur Prüfung auf Isolation bei Bestrahlung wurde bei den Versuchen entweder die Kammer ganz evakuiert oder der Luftraum in der Kammer durch einen Bleikonus abgedeckt und bei Röntgenbestrahlung das Elektrometer beobachtet.

Eine weitere Fehlerquelle ist die Ionisation in den Zuleitungen und im Elektrometer. Trotz sorgfältiger Bleiabdeckung kann sie nicht ganz

ausgeschaltet werden, da sie außer durch Röntgenstrahlen auch durch radioaktive und Höhenstrahlen erzeugt wird. Um ihren Einfluß vollkommen fernzuhalten, wurde daher bei der Elektrometerapparatur bei Anwendung der Auflademethode der Faden nicht geerdet, sondern auf ein geringes positives Potential aufgeladen und die Ablaufzeit von diesem positiven Potential bis zu einem gleichgroßen negativen Potential und in umgekehrter Richtung gemessen. Ein ähnliches Verfahren ist von Murdoch und Stahel, von Albrecht (1) und Miehlnickel und Osterwisch (21) angewandt worden. Bei Ionisation in den Zuleitungen und im Elektrometer ist die Ablaufzeit bis zum Nullpotential etwas zu rasch, die Ablaufzeit vom Nullpotential bis zum negativen Potential dagegen um denselben Betrag zu langsam, so daß sich die Fehler eliminieren. Dabei darf zwischen dem Material der Zuleitungen und den umgebenden Röhren, die als elektrostatischer Schutz dienen, kein Kontaktpotential vorhanden sein, da sich sonst das Elektrometer auf dieses Potential auflader. Dies kann durch Verwendung gleichen Materials für Zuleitungen und Schutzhüllen vermieden werden. Die direkt von den Röntgenstrahlen getroffenen Zuleitungen, die nicht mit Blei geschützt waren, wurden aus in Quarz eingeschmolzenem Wolframdraht hergestellt.

Zur Prüfung auf dielektrische Polarisation der Isolatoren wurde während einer Meßreihe mit positiver und negativer Kammerspannung gearbeitet. Eine geringe dielektrische Polarisation war nur sofort nach dem Umpolen der Kammerspannung festzustellen. Danach waren die Ströme bei positiver und negativer Kammerspannung gleichgroß und änderten sich auch bei längerem Messen nicht mehr.

Für die Prüfung der Volumenabhängigkeit des Ionisationsstromes ist außerdem das Vorhandensein von Sättigungsspannung bei allen Kammern wesentlich. Wird an alle Kammern die gleiche Kammerspannung gelegt, so kann bei kleinen Kammern und geringem Druck schon selbständige Entladung einsetzen, während bei großen Kammern noch keine Sättigung vorhanden ist. Es wurde daher für jede Kammer bzw. für jeden Druck oder Kammerwandabstand die Sättigungsspannung bestimmt und mit einer doppelt so hohen Kammerspannung gearbeitet. Dabei zeigte sich, daß, wie z. B. auch von Braun und Küstner (6) und Fricke und Glasser (8) beobachtet, bei manchen Kammern selbst mit mehreren hundert Volt keine Sättigung zu erzielen war. Dies ist sicher zum Teil auf ungünstige Feldverteilung, zum Teil aber vielleicht auch auf das Eintreten selbständiger Entladung an einzelnen Stellen zurückzuführen, worauf die folgenden Versuche deuten:

Bild 3 zeigt eine Sättigungskurve, die für eine Kugelkammer von 20 mm Durchmesser bei einem Druck von 10 mm Quecksilber aufgenommen wurde (Versuchsanordnung s. S. 16).

Sättigung ist hier bei etwa 20 V erreicht. Bis 100 V bleibt der Ionisationsstrom konstant, oberhalb von 100 V setzt selbständige Entladung ein, und zwar eher, wenn die Kammer außen an negativer Spannung liegt. Dies erklärt sich daher, daß an einer Spitze, wie es die Innenelektrode darstellt, selbständige Entladung früher einsetzt, wenn die Spitze positiv geladen ist (Gleichrichterwirkung von Spitzenplattenfunkenstrecken). Im Sättigungsgebiet sind die Ströme bei positiver und

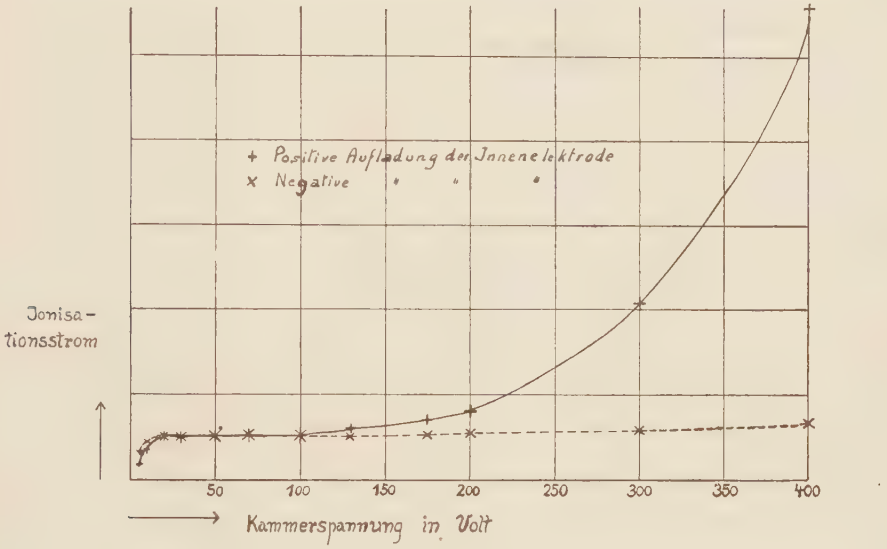

Bild 3. Stromspannungskurve einer Kugelkammer.
Durchmesser 20 mm, Druck 10 mm Quecksilber.

negativer Aufladung der Kammerwand gleich, während auch unterhalb der Sättigungsspannung bei negativer und positiver Spannung verschieden große Ströme erhalten werden. Da mit positiver und negativer Kammerspannung gemessen wurde, war die Gleichheit der bei beiden Spannungen gemessenen Ströme ein gutes Kriterium für das Vorhandensein der Sättigungsspannung.

Von großer Bedeutung für die Sättigungskurve erwies sich auch die Beschaffenheit der Oberfläche. Die in Bild 3 wiedergegebene Kurve ist an einer Kammer mit glattpolierter Oberfläche gewonnen worden. Bei einer gleichgroßen Kammer mit rauher Oberfläche war bei gleichem Druck keine wohldefinierte Sättigungsspannung festzustellen. Dies kann

dadurch erklärt werden, daß an den verschieden gestalteten Rauhigkeiten mehr oder weniger große lokale Erhöhungen der Potentialgradienten auftreten, die schon bei kleinen Kammerspannungen zu großen Feldstärken und damit zur selbständigen Entladung an diesen Stellen führen.

c) Kugelkammerversuch.

Zur Prüfung der praktisch wichtigsten Kammerform wurde eine Reihe von Kugelkammern untersucht, die nach dem Tauchverfahren von Rajewsky (25) aus „Luftmasse“ hergestellt waren. Durch gleichzeitiges Tauchen aller Kammern wurde für möglichst gleiche Zusammensetzung und Kammerwanddicke gesorgt. Die Wanddicke betrug etwa 1 mm. Die Elektronen, die zur Ionisation in der Kammer beitragen, stammen aber nur aus den innersten Schichten der Wandung. Die übrige Wanddicke ist als konstantes Vorfilter zu betrachten und den Filtern der Tabelle I hinzuzurechnen. Die Kammern wurden in reproduzierbarer Stellung auf einen feststehenden Kammerträger, dessen Bau in Bild 4 dargestellt ist, aufgesetzt und während eines Meßganges mehrmals in verschiedener Reihenfolge durchgemessen.

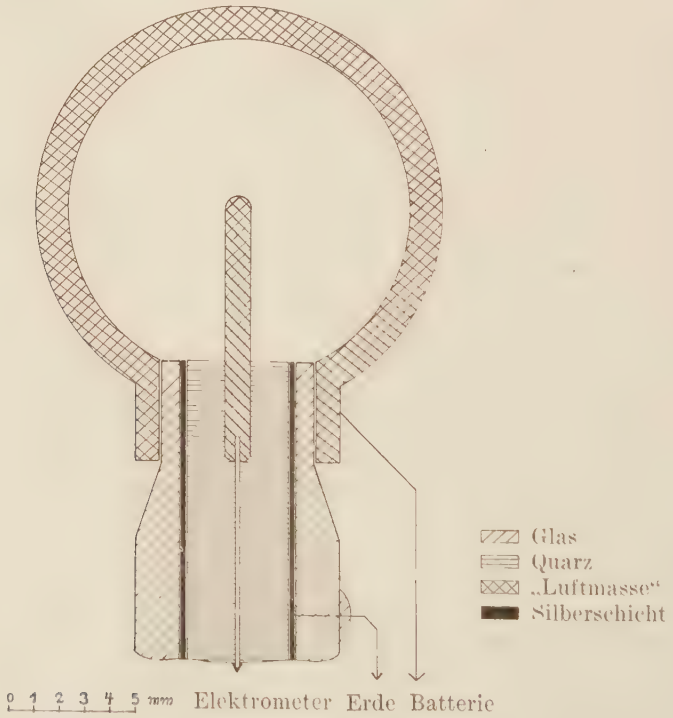

Bild 4. Bau der Kugelkammern und des Kammerträgers.

Der richtige Sitz der Kammern wurde mittels Durchleuchtung und Röntgenphotographie geprüft. Im Bereich der Kammern war die Intensität des Strahlenbündels konstant, wie durch Prüfung mit einem Film festgestellt wurde. Da die Kammer von der Seite durchstrahlt wurde, ist Material und Dicke des Kammerstiels ohne Einfluß. Das einen kleinen Teil der Kammerwandoberfläche bildende Glas und Quarz wurde mit einer Piceinschicht überzogen, um Fehler durch die höhere Elektronenemission dieser Materialien zu vermeiden.

Die Innenelektrode der Kammer bestand aus einem Graphitstift, der mit einem Überzug von „Luftmasse“ versehen war. Dieser war auf einen in einer Quarzkapillare eingeschmolzenen Wolframdraht gesteckt, der zum Elektrometer führte. Über die Quarzkapillare wurde eine Glaspfeife geschoben, die innen versilbert war. Der geerdete Silberbelag diente als elektrostatischer Schutz und als Schutzring. Um gut meßbare Ströme zu erhalten, wurde der Fokus-Kammerabstand klein gewählt (27 cm).

Der mittlere Fehler der Strommessungen betrug bei den größeren Kammern $\pm 1\%$, bei den kleineren Kammern $\pm 2\%$. Er wurde außer durch zufällige Beobachtungsfehler durch Schwankung der Röntgenstrahlenemission und durch etwas verschiedenes Aufstecken der Kammern auf den Kammerträger verursacht. Prinzipielle Fehler sind Ungleichmäßigkeiten der einzelnen Kammern (verschiedene Zusammensetzung, Dicke und Oberflächenbeschaffenheit der Kammerwand), die etwa $\pm 1\%$ ausmachen, und Fehler bei der Volumenbestimmung. Diese wurde so vorgenommen, daß die für das Tauchverfahren benutzten Paraffinkugeln, die mit Hilfe einer Schablone gedreht waren, mit einem Zeißschen Dickenmesser in verschiedenen Durchmessern gemessen und daraus das Volumen errechnet wurde. Weiter wurden die Abmessungen durch Röntgenphotographie, bei der die Kammern in 2 m Abstand vom Fokus direkt auf den Film gelegt wurden, kontrolliert. Nach den Messungen wurden die Kammern außerdem mit Quecksilber gefüllt und ausgewogen. Die Genauigkeit der Volumenbestimmung ist mit etwa $\pm 2\%$ bei der größten Kammer, mit $\pm 5\%$ bei der kleinsten Kammer anzusetzen. Da die Kapazität der Kammern im Verhältnis zu der unverändert bleibenden Kapazität der Zuleitungen und des Elektrometers sehr klein ist, macht sich ein Fehler bei der Kapazitätsbestimmung im Endergebnis nicht bemerkbar. Der mögliche Gesamtfehler muß bei der größten Kammer daher mit etwa $\pm 4\%$, bei der kleinsten Kammer mit $\pm 8\%$ angesetzt werden. Tabelle II zeigt die mit diesen Kugelkammern, deren Durchmesser und Volumen in Spalte 2 und 3 angegeben sind, bei drei verschiedenen Strahlenhärten gewonnenen Ergebnisse.

Tabelle II.
Kugelkammerversuch.

1	2	3	4	5	6
Kammer Nr.	Durchmesser in mm	Volumen in cm^3	Spannung in kV		
			50	100	145
			Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen		
1	12	0,905	100	100	100
2	10	0,522	100	103	102
3	8	0,268	99	105	104
4	6	0,157	98	105	105
5	5	$0{,}061_7$	99	107	107
6	4	$0{,}030_3$	104	109	107

Eine Abweichung von der Volumenproportionalität, allerdings noch innerhalb der Fehlergrenzen, ist bei 100 und 145 kV angedeutet vorhanden. Die Ergebnisse entsprechen also etwa den Versuchen von Miehlnickel und Rajewsky (22), die bei ihrer kleinsten Kammer, die einen Elektrodenabstand von 2,5 mm und ein Volumen von 1,9 cm^3 hatte, eine Abweichung von etwa 10% feststellten, stehen dagegen im Widerspruch zu den Messungen von Dorneich (7), der bei der kleinsten Kammer (Elektrodenabstand 1,4 mm, Volumen 32 mm^3) eine Abweichung von 200% und bei der zweitkleinsten Kammer (Elektrodenabstand 2,7 mm, Volumen 172 mm^3) auch noch eine Abweichung von über 80% fand.

d) Druckversuch.

Um die bei dem Kugelkammerversuch erhaltenen Ergebnisse auf einem anderen Wege innerhalb einer geringeren Fehlergrenze und bei noch kleineren Dimensionen nachzuprüfen, wurde bei gleichbleibendem Kammervolumen der Druck in den Kammern verändert. Die Vorteile dieser Versuchsanordnung gegenüber dem Kugelkammerversuch liegen darin, daß stets die gleiche Kammer verwendet werden kann, also Zusammensetzung, Dicke und Oberflächenbeschaffenheit vollkommen gleich sind, daß die Kammer stets an der gleichen Stelle und in derselben Stellung auf dem Kammerträger sitzt, daß die Kapazität der ganzen Anordnung unverändert bleibt und daß mit einer Kammer beliebig viele Meßpunkte zu gewinnen sind. Die Druckmessung, die mit einem Quecksilberbarometer und bei kleinen Drucken mit einem Kompressionsmanometer vorgenommen wurde, ist außerdem viel genauer möglich als die Volumenbestimmung. Ein weiterer Vorteil besteht in der Kontrolle bei ganz evakuierter Kammer auf Störeffekte, besonders auf solche, die erst bei Röntgenbestrahlung auftreten. Durch den Fortfall der durch die Verschiedenheit der Kammern bedingten prinzipiellen Fehler und

durch die genauere Druckbestimmung konnte die Fehlergrenze auf ± 3% herabgesetzt werden.

Das verwendete Druckgefäß ist in Bild 5 dargestellt. Der Kammerträger (s. Bild 4) ist in einen Schliff eingeschmolzen, der im Hals der Zuführung zu einer Glaskugel sitzt, die zum elektrostatischen Schutz innen versilbert ist. Die 3 mm dicke Wand des Glasgefäßes ist als Zusatzfilter den Filtern der Tabelle I hinzuzurechnen. Das ganze Gefäß kann durch einen Ansatz mit einer rotierenden Ölpumpe evakuiert, der

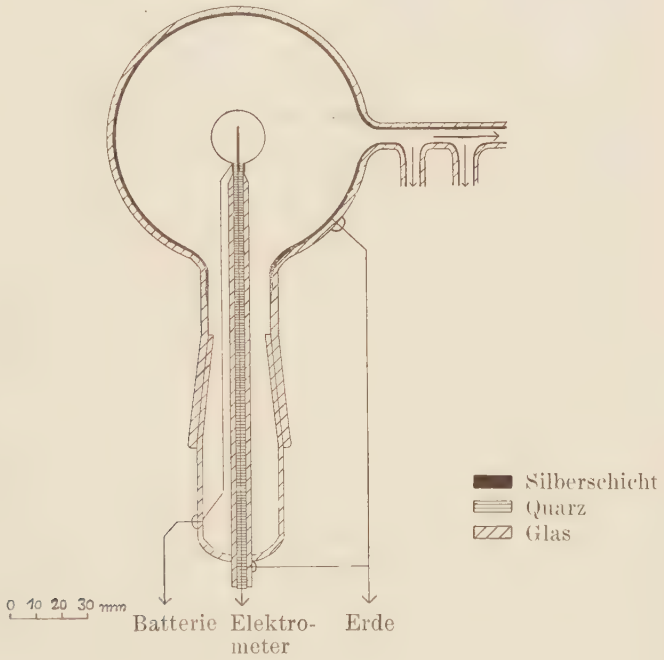

Bild 5. Bau des Druckgefäßes.

Druck mit einem an einen zweiten Ansatz angesetzten Barometer bzw. Kompressionsmanometer gemessen werden. Durch einen dritten Ansatz können Luft oder andere zu untersuchende Gase in das Druckgefäß gelassen werden.

Aus den zu untersuchenden Materialien wurden Kammern aus dem Vollen gedreht, nach dem Tauchverfahren von Rajewsky hergestellt oder, bei Verwendung von Ceresin und Paraffin als Bindemittel, in einer aus Messing hergestellten Gießform gegossen. Die mit diesen verschiedenen Verfahren wie auch die durch Auftragen des zu untersuchenden Materials auf eine Graphitkammer hergestellten Kammern zeigten auch bei verschiedener Kammerwanddicke in den Ergebnissen

keine Unterschiede in bezug auf die Volumenabhängigkeit des Ionisationsstroms. Der Fokus-Kammerabstand betrug wie beim Kugelkammerversuch 27 cm.

Die bei diesem Versuch erhaltenen Ergebnisse bei Kammern aus „Luftmasse“ sind in Tabelle III zusammengestellt.

Tabelle III.

Druckversuch.

Druck in mm Hg	Spannung in kV					
	50	75	100	125	145	165
	Verhältnis Ionisationsstrom/Druck					
750	100	100	100	100	100	100
333	100	100	100	101	100	100
100	104	105	105	105	105	100
33	109	113	112	108	105	104
10	115	118	117	115	115	114
3	121	124	128	123	118	117

Bei allen Wellenlängen ist eine deutlich außerhalb der Fehlergrenze liegende Abweichung von der Volumenproportionalität vorhanden. Das Maximum der Abweichung liegt bei 100 kV.

e) Zylinderkammerversuch.

Während bei dem Kugelkammer- und Druckversuch bei den kleinsten Volumina bzw. Drucken die Ionisationsströme in den Kammern sehr klein sind, haben Zylinderkammern auch bei kleinem Elektrodenabstand so große Volumina, daß sie größere Ströme liefern. Die Gefahr der Fälschung durch Störeffekte ist bei ihnen daher geringer. Die Zylinderkammern ähneln den Kondensatorkammern nach Sievert, bei denen auch der Abstand von Innen- und Außenelektrode meist nur 1 mm beträgt. Die bei den Untersuchungen benutzten Zylinderkammern sind in Bild 6 wiedergegeben.

Ein aus Graphit hergestellter und innen mit „Luftmasse“ bestrichener Zylinder von 2 mm Wandstärke wurde auf einen Bernsteinzylinder gesetzt. In die Innenbohrung des Bernsteins konnten in ein Messingrohr, das mit dem Elektrometer in Verbindung stand, 4 Innenzylinder von verschiedenem Durchmesser gesteckt werden, die auch aus Graphit hergestellt und mit „Luftmasse“ bestrichen waren.

Die Fehlergrenze liegt infolge der Ungenauigkeit der Volumenbestimmung, des größeren Einflusses des Fehlers bei der Kapazitätsbestimmung, der Verschiedenheit der Innenzylinder und der Unterschiede

beim Aufsetzen der Außen- und Innenelektrode zwischen ±4% bei der kleinsten und ±7% bei der größten Innenelektrode.

Die Messungen ergaben, daß das Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen mit abnehmendem Volumen etwas kleiner wurde. Die Werte müssen jedoch noch korrigiert werden, da für den, von der Röntgenröhre aus gesehen, hinter den Innenzylindern liegenden Kammerraum die Röntgenstrahlen durch die dicke Graphitwand der Innenzylinder absorbiert werden, und zwar um so stärker, je größer der Durchmesser des Innenzylinders ist. Die Korrektion wurde durch Bestimmung der Absorption der einzelnen Zylinder bei den verschiedenen Wellenlängen vorgenommen.

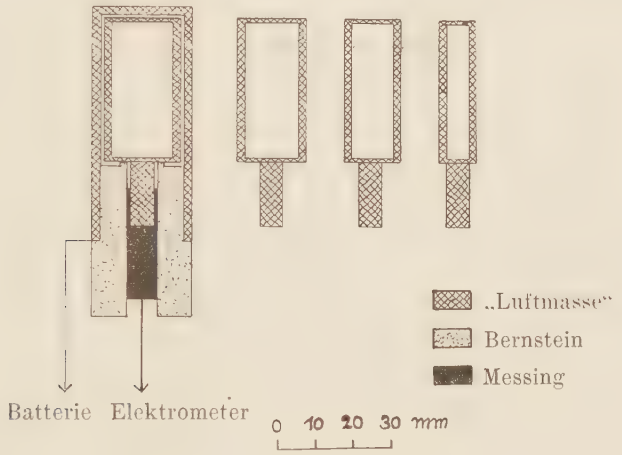

Bild 6. Bau der Zylinderkammern.

Wegen der Unsicherheit dieser Korrektur ist das Endergebnis nur auf etwa ±8 bis ±11% sichergestellt. Tabelle IV zeigt die so erhaltenen Werte, bei denen eine Abweichung von der Volumenproportionalität außerhalb der Fehlergrenze nicht vorhanden ist.

Tabelle IV.

Zylinderkammerversuch.

Innenelektrode Nr.	Abstand Innenelektrode–Außenelektrode in mm	Volumen in cm³	Spannung in kV		
			50	100	145
			Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen		
1	5,6	11,8	100	100	100
2	3,2	7,98	101	98	103
3	1,7	4,90	100	101	101
4	0,7	2,45	102	104	101

f) Plattenkondensatorversuch.

Die Verwendung eines Plattenkondensators mit gegeneinander verschiebbaren Platten ergibt den gleichen Vorteil wie der Zylinderkammerversuch. Trotz kleines Elektrodenabstands sind das Volumen und damit auch die Ströme groß. Außerdem können mit den gleichen Platten beliebig viele Meßpunkte gewonnen werden. Der Versuch ist bereits

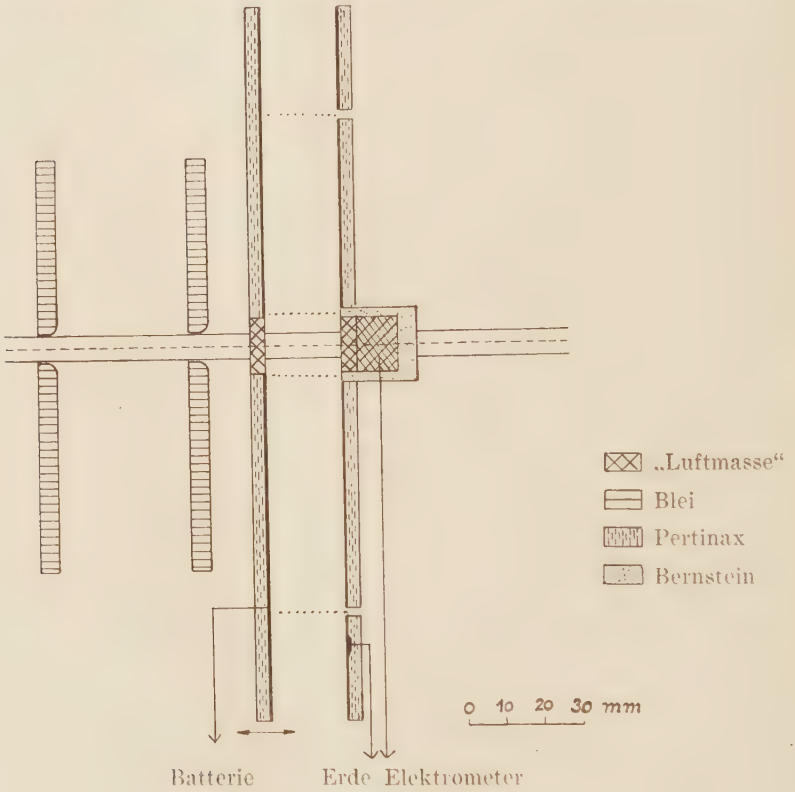

Bild 7. Bau des Plattenkondensators.

einmal von Miehlnickel (21) angestellt worden, der dabei die in der Einleitung erwähnten Abweichungen von der Volumenproportionalität fand. Da diese Ergebnisse mit den bisher vorgenommenen Untersuchungen quantitativ nicht übereinstimmen, wurde der Versuch wiederholt. Den Bau des Plattenkondensators, der dem von Miehlnickel benutzten Kondensator ähnelt, zeigt Bild 7.

Die eine Platte des Plattenkondensators wurde durch einen Mikrometertrieb, mit dem die Verschiebung auf 0,01 mm genau ablesbar war,

gegen die andere Platte bewegt. Diese bestand aus einer scheibenförmigen Elektrode aus „Luftmasse“ von 15 mm Durchmesser, die mit dem Elektrometer verbunden und durch Bernstein von dem inneren Schutzring isoliert war. Der innere Schutzring war gegen den äußeren durch Picein isoliert und konnte entweder mit der Innenelektrode verbunden oder zusammen mit dem äußeren Schutzring an die Erde gelegt werden. Durch die Schutzplatten verläuft das Feld senkrecht zu den Kondensatorplatten. Je nachdem, ob der innere Schutzring am Elektrometer oder an der Erde liegt, ergeben sich die in Bild 7 punktiert eingezeichneten Meßvolumen. Nur die innerhalb dieser Meßvolumen gebildeten Ionen werden gemessen. Die Platten bestanden aus 4 mm starkem Pertinax und waren durch Überzug mit „Luftmasse“ leitend gemacht. Der ganze Kondensator und die Zuleitung zum Elektrometer waren sorgfältig elektrostatisch und gegen ungewollte Strahlung geschützt. Um ein möglichst paralleles Strahlenbündel zu erhalten, wurde der Fokus-Kammerabstand 2,50 m groß gewählt. Bei diesem großen Abstand konnte auch die Änderung der Intensität im Plattenkondensator, die durch die Verschiebung der einen Platte bedingt ist, vernachlässigt werden. Das Strahlenbündel wurde durch mehrere Bleiblenden auf einem Durchmesser von 8 oder 15 mm ausgeblendet.

Die Hauptschwierigkeit bestand in der genauen Einstellung eines bestimmten Anfangsabstandes. Es wurde schließlich der Nullabstand der Platten durch Auslösung eines elektrischen Kontaktes bestimmt. Bei diesem Punkt war auch optisch kein Zwischenraum mehr bemerkbar. Die Genauigkeit dieser Anfangsstellung ist aber doch nicht höher als auf $^1/_{20}$ mm anzusetzen, so daß dadurch bei dem kleinsten Abstand von 1 mm eine Ungenauigkeit in der Volumenbestimmung von $\pm 5\%$ gegeben ist. Das Endergebnis ist daher bei diesem Versuch auf etwa $\pm 2\%$ bei 30 mm und auf $\pm 7\%$ bei 1 mm sichergestellt.

Es wurde zunächst der Versuch von Miehlnickel bei gleichgroßer Blende (8 mm Durchmesser) und gleichgroßen Platten (15 mm Durchmesser) reproduziert. Tabelle V zeigt einen Vergleich der erhaltenen Ergebnisse mit den Werten von Miehlnickel (21), die aus Bild 16 entnommen wurden.

Bei 50 und 100 kV ergibt sich innerhalb der Fehlergrenzen gute Übereinstimmung. Bei 145 kV dagegen nimmt das Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen, verglichen mit 100 kV, weiter zu, während es in unseren Ergebnissen wieder stark abnimmt. Dabei ist zu berücksichtigen, daß Miehlnickel mit pulsierender Gleichspannung (Villardschaltung) arbeitete und in unseren Ergebnissen die Strahlung außerdem durch die als Zusatzfilter zu betrachtende 4 mm starke Platte aus „Luftmasse“ etwas härter war.

Tabelle V.

Vergleich der Werte beim Plattenkondensatorversuch von Miehlnickel und Henschke.

Plattenabstand in mm	Miehlnickel (Fig. 16)			Henschke		
	Spannung in kV					
	50	100	145	50	100	145
	Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen					
30	100	100	100	100	100	100
20	102	106	106	106	107	108
15	106	112	114	112	112	110
10	112	120	123	117	124	116
5	120	144	150	132	141	124
3	130	150	200	143	154	137
2	150	182	225	154	174	148
1	180	210	300	188	202	162

Um die Abhängigkeit der Erhöhungen des Verhältnisses Ionisationsstrom/Volumen von der Wellenlänge genauer zu prüfen und um den Einfluß der Größe des Strahlenbündels zu untersuchen, wurde der Plattenkondensatorversuch bei Spannungen von 40, 50, 62, 75, 88, 100, 125, 145 und 170 kV angestellt. Das Strahlenbündel wurde ebenso groß wie die Platten (15 mm Durchmesser) gewählt, die Entfernung der Platten zwischen 1 und 100 mm verändert. Die sich ergebenden Abweichungen von der Volumenproportionalität waren noch stärker als bei dem Versuch mit dem Strahlenbündel von 8 mm Durchmesser. Das Maximum der Abweichung ergab sich bei 88 kV, während bei 145 kV ein Minimum vorhanden war und bei noch höheren Spannungen die Abweichung wieder größer wurde.

Es wurde jedoch vermutet, daß die starke Abweichung von der Volumenproportionalität dadurch vorgetäuscht wird, daß bei der benutzten Versuchsanordnung Ionen nicht nur im Strahlenbündel, sondern durch Sekundärelektronen auch außerhalb des Strahlenbündels erzeugt und daher nicht mitgemessen werden. Da die von den Platten emittierten Elektronen sich kegelförmig ausbreiten, so wird man bei kleinem Plattenabstand fast den ganzen Kegel erfassen, bei großem Plattenabstand dagegen nur einen kleinen Teil der erzeugten Ionen messen. Dadurch ergibt sich bei kleinen Abständen eine Erhöhung des Verhältnisses Ionisationsstrom/Volumen.

Zur Prüfung dieser Anschauung wurde zunächst auf photographischem Wege versucht, ein Bild über die Größe der Streuung zu gewinnen. In einer lichtdichten Kassette, die in ihrer Form dem in Bild 7 dargestellten Plattenkondensator entsprach, wurde ein Film in 30 mm Abstand von der ersten Platte aus „Luftmasse" auf der zweiten Platte angebracht.

Die Belichtungszeiten wurden so gewählt, daß bei den verschiedenen Strahlenhärten auf dem Film im Strahlenbündel gleiche Schwärzungen erzielt wurden. Die Filme wurden an einem selbstregistrierenden Mikrophotometer von Koch-Goos ausphotometriert. Die Photometerkurven auf Bild 8 zeigen, daß entsprechend den Ionisationsmessungen (S. 25) auch außerhalb des Meßvolumens, das durch die Platten von 15 mm Durchmesser begrenzt wird, erhebliche Schwärzungen vorhanden sind. Weiter geht aus den Kurven hervor, daß das Maximum der Streuung bei 100 und nicht bei 145 kV liegt.

Zur quantitativen Untersuchung der außerhalb des Strahlenbündels erzeugten Ionen wurde ein großer Kondensator hergestellt, der im Bau dem in Bild 7 dargestellten Kondensator glich. Der Durchmesser des

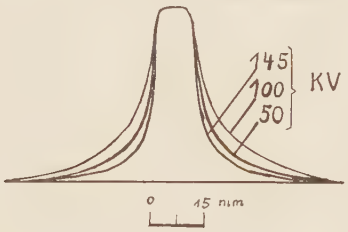

Bild 8. Photometerkurven.

inneren Schutzringes betrug aber 400 mm. Der Kondensator wurde an Stativen aufgehängt, die Veränderung des Plattenabstandes durch Gewinde, die an den Ecken der Platten angebracht waren, vorgenommen. Mit diesem Kondensator wurde erstens der Ionisationsstrom im Strahlenbündel, das 15 mm Durchmesser wie die Meßplatten hatte, gemessen, dann der innere Schutzring, der vorher geerdet war, mit dem Elektrometer verbunden, die Meßplatte geerdet und der Ionisationsstrom gemessen und drittens der Ionisationsstrom bestimmt, wenn Meßplatte und Schutzring zusammen am Elektrometer lagen, das Meßvolumen also einen Durchmesser von 40 cm hatte. Aus diesen Werten wurde unter Berücksichtigung der mitbestimmten Kapazität die Ionisation außerhalb des Strahlenbündels in Prozenten der Ionisation im Strahlenbündel berechnet. Die für verschiedene Plattenabstände und Wellenlängen gewonnenen Ergebnisse sind in Tabelle VI wiedergegeben.

Der Versuch bestätigt, daß eine mit größerem Plattenabstand immer stärker werdende Ionisation außerhalb des Strahlenbündels vorhanden ist, durch die die Abweichung von der Volumenproportionalität bei kleinerwerdendem Plattenabstand bei den Versuchen (S. 20 — 22) vorgetäuscht wird. Die Streuung ist am größten bei etwa 88 kV, hat

Tabelle VI.

Plattenabstand in mm	Spannung in kV								
	40	50	62	75	88	100	125	145	170
	Ionisation außerhalb des Strahlenbündels in % der Ionisation im Strahlenbündel								
50	85	122	144	177	167	171	134	126	130
30	67	104	127	161	164	161	125	114	125
20	55	96	114	125	123	124	107	101	114

ein Minimum bei 145 kV und steigt dann wieder langsam an. Dadurch erklärt sich, daß bei dem mit einem Strahlenbündel von 15 mm Durchmesser angestellten Plattenkondensatorversuch die Abweichung von der Volumenproportionalität bei 88 kV am größten war, bis 145 kV geringer und dann wieder langsam größer wurde. Berücksichtigt man bei diesem Versuch (S. 22) die außerhalb des Meßvolumens erzeugte Ionisation gemäß Tabelle VI, so ergibt sich für diese Abstände innerhalb der Fehlergrenzen Volumenproportionalität.

Die gleiche Abhängigkeit der Größe der Streuung von der Wellenlänge fand Küstner (10) bei Vergleich von Faßkammern verschiedener Größe. Berechnet man aus Tabelle VI die Größe des Fehlers, den man bei Messungen mit einer Faßkammer von 15 cm Durchmesser gegenüber einer Faßkammer von 400 mm Durchmesser begeht, so ergibt sich in Übereinstimmung mit Küstner, daß dieser Fehler bei weichen Strahlen klein ist, mit zunehmender Härte ein Maximum erreicht, dann wieder bis zu einem Minimum bei 145 kV geringer wird und nach höheren Spannungen zu wieder ansteigt. Küstner erklärte diesen Verlauf dadurch, daß bei weichen Strahlen fast nur Photoelektronen gebildet werden, deren Reichweite mit zunehmender Härte immer größer wird (Maximum). Gleichzeitig nimmt aber die Zahl der Comptonelektronen immer mehr zu, die der Photoelektronen dagegen immer mehr ab. Die Reichweite der Comptonelektronen ist zunächst klein (Minimum) und wird erst bei härteren Strahlen wieder größer.

Um einen genaueren Einblick in die Größe der Streuung in Abhängigkeit von der Entfernung vom Strahlenbündel zu gewinnen, wurde der große innere Schutzring von 10 cm Durchmesser in sieben Ringe unterteilt, deren Breite sich nach außen hin jeweils um das 1,4fache vergrößerte. Der Abstand der einzelnen Ringe voneinander betrug 2 mm. Sie wurden mit Picein zusammengekittet und dadurch auch voneinander isoliert. Die Ringe wurden einzeln mit dem Elektrometer verbunden, während die anderen Ringe geerdet waren. Wegen der Größe der äußeren

Ringe konnte die an diesen Stellen herrschende geringe Ionisation doch gut gemessen werden. Um einen besseren Einblick in die Abnahme der Ionisation nach außen hin zu geben, wurde auf gleiche Fläche umgerechnet und die Ionisation an der Stelle des betreffenden Ringes in Prozenten der Ionisationen im Strahlenbündel ausgedrückt. Die so erhaltenen Werte sind in Tabelle VII zusammengestellt. Das in der Tabelle hervorgehobene Maximum bei einem bestimmten Abstand liegt mit zunehmender Entfernung vom Strahlenbündel bei immer härteren Strahlen.

Tabelle VII.

Plattenabstand 50 mm.

Abstand von der Mitte des Strahlenbündels in mm	Spannung in kV								
	40	50	62	75	88	100	125	145	170
	Stärke der Ionisation in % der Ionisation im Strahlenbündel								
14,0	41,1	55,0	59,4	**83,7**	75,7	60,3	54,3	39,9	38,2
27,5	3,36	4,28	5,34	9,25	10,7	**11,6**	10,7	8,44	7,82
44,5	1,145	1,63	1,93	2,44	2,49	**2,92**	2,86	2,77	2,42
66,0	0,575	0,815	1,045	1,21	1,25	1,37	**1,42**	1,38	1,10
93,0	0,280	0,346	0,400	0,487	0,505	0,517	0,516	**0,52**	0,487
127,5	0,147	0,210	0,228	0,250	0,266	0,280	0,291	0,306	**0,313**
172,0	0,080	0,111	0,117	0,126	0,144	0,170	0,170	0,182	**0,197**

Auf Grund von Versuchen mit dem in einzelne Ringe unterteilten großen Kondensator bei einem Strahlenbündel von 8 mm Durchmesser hatte sich gezeigt, daß bis 10 mm Plattenabstand ein Durchmesser der Meßplatten von 120 mm ausreichend war, um fast alle gebildeten Ionen zu erfassen. Es wurde daher die Messung mit dem in Bild 7 abgebildeten Plattenkondensator wiederholt, wobei aber diesmal der innere Schutzring mit dem Elektrometer verbunden wurde. Hierdurch werden die durch seitlich gestreute Elektronen gebildeten Ionen mitgemessen. Die Ergebnisse sind in Tabelle VIII dargestellt.

Tabelle VIII.

Plattenkondensatorversuch.

Plattenabstand in mm	Volumen in cm^3	Spannung in kV		
		50	100	145
		Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen		
10	1,770	100	100	100
5	0,885	100	100	101
4	0,708	100	102	102
3	0,531	100	102	102
2	0,354	102	105	102
1	0,177	102	105	103

Es zeigt sich auch hier wie beim Kugelkammer- und Zylinderkammerversuch, daß außerhalb der Fehlergrenze keine Abweichung von der Volumenproportionalität vorhanden ist, daß aber doch eine geringe systematische Abweichung angedeutet zu sein scheint.

III. Diskussion der Ergebnisse.

Die zur Klärung der Frage der Volumenabhängigkeit des Ionisationsstromes bei kleindimensionierten Kammern angestellten Versuche ergaben also, daß bei dem hier verwendeten Material vollkommene Volumenproportionalität nicht vorhanden ist. Bei den Kugelkammern, Zylinderkammern und beim Plattenkondensator liegen zwar diese Abweichungen nicht sicher außerhalb der Fehlergrenze, sind aber auch bereits systematisch angedeutet.

Die Größe der Abweichung von der Volumenproportionalität ist erstens von der Wellenlänge abhängig. Die Abweichung besitzt bei etwa 100 kV ein Maximum, das wieder nur bei dem Druckversuch einwandfrei festzustellen ist. Zweitens ist sie am größten bei dem Druckversuch, bei den anderen Versuchen dagegen etwa gleichgroß. Dies zeigt, daß, wie bereits von Miehlnickel und Rajewsky (22) angenommen, für die Größe der Abweichung von der Volumenproportionalität nicht das Volumen ausschlaggebend ist: denn die kleinsten Volumina bei den Zylinderkammern, beim Plattenkondensator und bei den Kugelkammern verhalten sich wie 81 : 6 : 1. Auch die Länge der freien Luftstrecke in der Kammer [Miehlnickel und Rajewsky (22)] scheint nicht maßgebend zu sein, da diese bei diesen drei Versuchen etwa gleichgroß ist (1—2,5 mm), beim Druckversuch aber auch 1,5 mm beträgt. Dagegen zeigt sich ein Parallelgehen der Abweichung von der Volumenproportionalität und des Verhältnisses Oberfläche in cm^2/Volumen in cm^3 [Meyer (20)]. Es beträgt bei den Zylinderkammern 4,5—16,7 cm^{-1}, für die Kugelkammern 5,0—16,7 cm^{-1}, für den Plattenkondensator 2,0—20,0 cm^{-1}. Der Druckversuch stellt mit einem Verhältnis von Oberfläche Volumen von 3 cm^{-1} beim größten Druck und 744 cm^{-1} beim kleinsten Druck ein Extrem dar, das bei einer praktisch gebräuchlichen Kammerform nicht vorkommt. Die bei diesem Versuch gefundenen Abweichungen von der Volumenproportionalität kommen daher in dieser Größe bei einer praktisch verwendeten Kammerform nicht vor. Bei den zur Dosierung benutzten kleinen und Kondensatorkammern liegt vielmehr die Abweichung von der Volumenproportionalität innerhalb der Fehlergrenzen. Erst durch die extremen Verhältnisse bei dem Druckversuch wird die Abweichung von der Volumenproportionalität und die Abhängigkeit von der Wellenlänge sichergestellt.

Um zu untersuchen, ob die Abweichung von der Volumenproportionalität auch bei Verwendung schwereren Wandmaterials bei dem Druckversuch am stärksten war, wurden die Kammerwände innen mit einer 0,5 mm dicken Schicht von reiner Aluminiumbronze bestrichen und alle Versuche mit diesen Kammern wiederholt. Dadurch bot sich auch die Möglichkeit einer Nachprüfung der Anschauungen und Messungen von Fricke und Glasser (8).

Die Versuche ergaben bei allen Kammertypen und allen benutzten Wellenlängen mit Verkleinerung des Volumens immer stärker werdende Abweichungen von der Volumenproportionalität. Die größten Abweichungen fanden sich auch hier bei dem Druckversuch, bei den anderen benutzten Kammertypen lagen sie in der gleichen Größenordnung.

Alle Ergebnisse lassen sich nach der von Beatty (2) aufgestellten Theorie erklären. Beatty berechnete, daß in einer geschlossenen Ionisationskammer mit Verkleinerung des Volumens oder des Gasdrucks das Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen größer wird, wenn das Material eine stärkere Elektronenemission als das Gas in der Kammer hat. Bei Wandmaterial von geringerer Elektronenemission wird dagegen das Verhältnis Ionisationsstrom/Volumen kleiner, bei gleicher Elektronenemission von Wandmaterial und Gas bleibt es konstant, d. h., es ist Volumenproportionalität vorhanden. Für diesen Fall war bereits Bragg (4) auf anderem Wege zum gleichen Ergebnis gekommen. Beatty konnte seine Theorie durch Messungen an schweren Gasen bestätigen und alle drei von der Theorie geforderten Kurventypen erhalten.

Die Elektronenemission des hier verwendeten Materials ist von Miehlnickel bestimmt worden (21). Es wurde die Elektronenemission eines Plättchens aus 97% Graphit und 3% Silizium im Vergleich zur Elektronenemission einer Luftsäule bestimmt. Dabei ergab sich, daß bei Spannungen von 50 kV das Plättchen etwa die gleiche, bei 75 und 100 kV eine erheblich höhere und bei noch höheren Spannungen eine wieder geringer werdende Elektronenemission als die Luftsäule hatte. Diese Anordnung liegt aber bei einer kleinen Kammer vor. Bei dieser ist daher die Elektronenemission der Wand größer als die der in ihr enthaltenen Luft, wodurch ja auch die Wellenlängenunabhängigkeit dieser Kammern bedingt ist (S. 6). Die in vorliegenden Untersuchungen gefundene geringe Abweichung von der Volumenproportionalität erklärt sich daher nach der Beattyschen Theorie durch die gegenüber der Luft etwas größere Elektronenemission des hier verwendeten Wandmaterials. Die von Miehlnickel gefundene Abhängigkeit der Elektronenemission von der Wellenlänge (21) und die hier gefundene Abweichung von der Volumenproportionalität zeigen fast den gleichen Verlauf: Das Maximum

der Elektronenemission liegt bei etwa 100 kV, ebenso das Maximum der Abweichung von der Volumenproportionalität. Nach kürzeren und längeren Wellenlängen werden sowohl Elektronenemissionen wie auch die Abweichungen von der Volumenproportionalität geringer, nach weicheren Strahlen die Elektronenemission allerdings etwas stärker als die Abweichung von der Volumenproportionalität, was sich gut durch die bei vorliegenden Untersuchungen benutzte härtere Strahlung (konstante statt pulsierende Gleichspannung und die 3 mm dicke Glaswand des Druckgefäßes als zusätzliche Filterung) erklären läßt. Bei gleicher Elektronenemission von Luft und Wandmaterial ist Volumenproportionalität vorhanden.

Auch für die bei den Messungen an Aluminiumkammern gewonnenen Ergebnisse erweist sich die Beattysche Theorie bis zu kleinsten Volumina und Dimensionen als gültig. Entsprechend der höheren Elektronenemission des Aluminiums ist die Abweichung von der Volumenproportionalität bei den Aluminiumkammern sehr viel größer als bei den „Luftmasse"-Kammern, und zwar um so größer, je kleiner das Volumen ist.

Auch die Beobachtung von Meyer (20), daß sich mit einem bestimmten Material nur bei einer Kammergröße Wellenlängenunabhängigkeit erreichen läßt, bei Verkleinerung der Kammer aber ein leichteres Material gewählt werden muß, um Wellenlängenunabhängigkeit zu erzielen, läßt sich nach den gewonnenen Ergebnissen erklären: Um Wellenlängenunabhängigkeit zu erreichen, muß das Wandmaterial bei harten Strahlen eine nur wenig, bei weichen Strahlen dagegen eine erheblich stärkere Elektronenemission haben, um die Absorption der primären Röntgenstrahlen in der Kammerwand zu kompensieren (S. 6). Ist dies für eine bestimmte Kammergröße der Fall, so steigt bei Verkleinerung der Kammer der Ionisationsstrom bei weichen Strahlen wegen der hier größeren Elektronenemission stärker an als bei harten, gemäß der Theorie von Beatty. Die Kammer gibt daher bei weichen Strahlen einen zu großen Strom und ist also mit diesem Wandmaterial nicht mehr wellenlängenunabhängig. Um die Absorption der Röntgenstrahlen in der Kammerwand zu kompensieren, kann jetzt aber ein leichteres Wandmaterial verwendet werden, wodurch sich wieder Wellenlängenunabhängigkeit erreichen läßt.

IV. Zusammenfassung.

Nach Diskussion der Begriffe „Luftäquivalenz" und „Wellenlängenunabhängigkeit" werden die verschiedenen widersprechenden Theorien und Meßergebnisse über die Volumenabhängigkeit des Ionisationsstromes bei kleinen Kammern angeführt.

Die Fehlerquellen bei Messungen über die Volumenabhängigkeit werden untersucht. Versuche an Kugelkammern, Zylinderkammern

und Plattenkondensatoren unter Veränderung des Volumens sowie bei Kugelkammern durch Veränderung des Drucks ergeben eine geringe systematische Abweichung von der Volumenproportionalität, die sicher außerhalb der Fehlergrenzen nur bei dem Druckversuch liegt. Die abweichenden Ergebnisse von Miehlnickel am Plattenkondensator erklären sich durch die zu klein gewählten Meßplatten.

Die gefundene geringe Abweichung von der Volumenproportionalität und die festgestellte Abhängigkeit der Größe dieser Abweichung von der Wellenlänge wird nach der Theorie von Beatty damit erklärt, daß das hier verwendete Material eine etwas größere Elektronenemission als die Luft hat.

Die Arbeit wurde 1936/37 im Institut für Strahlenforschung der Universität Berlin ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Prof. Dr. W. Friedrich, bin ich für die Anregung zu der Arbeit und sein stetes Interesse zu großem Dank verpflichtet. Auch Herrn Dr. habil. Rudolf Schulze habe ich für Rat und Unterstützung zu danken.

Schrifttum.

1. Albrecht, Strahlenther. **42**, 328 (1931); **45**, 365 (1932). — 2. Beatty, Proc. roy. Soc. Lond. (A) **85**, 230 (1911). — 3. Behnken und Jäger, Strahlenther. **29**, **483** (1928). — 4. Bragg, Phil. Mag. **20**, 385 (1910) / Studies in Radioactivity **1912**, 94 ff. — 5. Braun und Küstner, Strahlenther. **32**, 550 (1929). — 6. Braun und Küstner, ebd. **32**, 739 (1929). — 7. Dorneich, Fortschr. Röntgenstr. **48**, 63 (1933). Kongr.-Heft. — 8. Fricke und Glasser, Zschr. Physik. **29**, 374 (1924). / Nat. Acad. Sci. **10**, 441 (1924). / Fortschr. Röntgenstr. **33**, 239 (1925). / Amer. J. Roentgenol. **13**, 453 (1925) und 462 (1925). — 9. Friedrich und Glasser, Strahlenther. **11**, 20 (1924). — 10. Friedrich, Goldhaber und Griffith, ebd. **51**, 7 (1934). — 11. Friedrich und Krönig, Physikalische und biologische Grundlagen der Strahlentherapie. Berlin 1918. — 12. Friedrich und Schulze, Strahlenther. **54**, 553 (1935). — 13. Friedrich, Schulze und Henschke, ebd. **60**, 38 (1937). — 14. Glocker und Kaupp, ebd. **23**, 447 (1926); **24**, 517 (1927); **26**, 156 (1927). — 15. Gray, Proc. roy. Soc. Lond. (A) **156**, 578 (1936). / Brit. J. Radiol. **10**, 600 (1937). — 16. Gueben, J. Rad. **13**, 389 (1929). — 17. Jäger, Strahlenther. **30**, 567 (1928). — 18. Keller, ebd. **52**, 403 (1935). — 19. Küstner, Ann. Physik. **10**, 616 (1931). / Strahlenther. **42**, 337 (1931). — 20. Meyer, ebd. **40**, 576 (1931); **41**, 185 (1931); **41**, 309 (1931); **41**, 400 (1931). / Verh. III. internat. Kongr. Radiol. **219** (1931). — 21. Miehlnickel, Ann. Physik. **20**, 737 (1934). / Strahlenther. **54**, 348 (1935). — 22. Miehlnickel und Rajewsky, ebd. **50**, 499 (1934). — 23. Miehlnickel und Osterwisch, Zschr. Physik. **101**, 352 (1936). — 24. Owen und Jones, Brit. J. Radiol. **4**, 309 (1931). — 25. Rajewsky, Verh. dtsch. Röntgen-Ges. **24** (1932). — 26. Rajewsky, Fortschr. Röntgenstr. **34**, 62 (1926); **38**, 883 (1928); **40**, 525 (1929). / Strahlenther. **30**, 555 (1928).

Lebenslauf.

Am 9. August 1914 wurde ich als erster Sohn des Physikers Dr. Erich Henschke und seiner Ehefrau Susanne, geb. Buchholz, geboren. Von Ostern 1920 bis Ostern 1923 besuchte ich die Gemeindeschule in Berlin-Grunewald, danach das Heinrich von Kleist-Realgymnasium in Berlin-Schmargendorf. Hier legte ich Ostern 1933 mein Abitur ab und studierte sodann an der Universität Berlin Physik, Chemie und Medizin.